



基于量子少体理论的晕核核反应机制研究进展

金磊

同济大学物理科学与工程学院, 上海 200092

E-mail: jinl@tongji.edu.cn

2024-08-13收稿, 2024-09-20修回, 2024-09-24接受, 2024-09-25网络版发表

国家自然科学基金(12105204)资助

摘要 晕核的研究对理解核力和原子核内部核子分布具有重要意义. 本文综述了晕核反应的理论模型及其演化, 重点介绍了从量子多体模型到量子少体模型的简化过程. 首先, 探讨了晕核的结构特性及其对核反应动力学的影响, 提出通过合理的近似方法将复杂的量子多体问题简化为两体或三体问题. 然后, 详细介绍了连续能级离散化耦合道方程和扭曲波玻恩近似两种主要模型, 并讨论了它们之间的关联. 最后, 展示了Ichimura-Austern-Vincent(IAV)模型在描述晕核反应中的应用, 通过与实验数据的比较, 证明了IAV模型的有效性. 尽管晕核反应过程复杂, 但通过合理的简化和近似, 仍可以对其进行有效的研究和理解, 为未来的晕核研究提供了理论基础.

关键词 晕核, 反应机制, 量子少体理论, 连续能级离散化耦合道方程, 扭曲波玻恩近似

探索晕核的结构和反应对于推进对核力和原子核内部核子分布的理解至关重要. 这一研究领域聚焦于显著的晕结构, 这在过去几十年里一直是核物理研究的重要驱动力^[1~11]. 晕核是一种束缚态, 其半径大幅延伸到经典物理认为是禁区的区域. 通常, 晕核是由一个核芯加上一个或者多个价核子组成. 例如, ^{11}Be 由核芯 ^{10}Be 和一个价中子组成. ^{10}Be 与中子的相对束缚能为0.501 MeV, 这个能量相对于核芯 ^{10}Be 的单中子分离能6.812 MeV显得极小. 因此, 在 ^{11}Be 参与的核反应过程中, 通常可以近似地将其看作具有一个简单的两体结构.

如图1所示, ^{10}Be 与中子通过一个简单的Woods-Saxon势阱进行束缚, 其中 ^{10}Be 的半径可以通过 $A^{1/3}$ 关系进行估算, 图中用黄色阴影部分描述. 中子的位置代表中子与 ^{10}Be 的平均距离 $\langle r \rangle$, 蓝色阴影代表 ^{10}Be 与中子相对位置的不确定性 Δr , 这些值可以通过求解两体薛定谔方程得到. 可以看出, 这些系统的波函数表现出显

著的空间扩展, 影响了其参与反应的动力学过程.

当这些弱束缚的原子核与其他原子核发生相互作用时, 由于受到库仑力和核力的作用, 它们很容易发生破裂. 因此, 用来描述这些反应过程的反应理论必须考虑到与破裂道的强耦合效应. 这里列举了一些晕核对反应观测量产生影响的例子.

(1) 高能核碰撞中的大相互作用截面. 历史上, 晕核异常特性的第一个证据来自Tanihata和同事在伯克利进行的开创性实验, 他们使用了非常高能(800 MeV/核子)的放射性次级束流^[12,13]. 在这些高能下, 相互作用截面大约与碰撞核的大小成正比. 研究发现一些轻核的奇异同位素(如 ^6He 、 ^{11}Li 、 ^{14}Be)呈现出比其邻近同位素高得多的相互作用截面, 这被解释为异常大的半径.

(2) 敲出核子后的余核的窄动量分布. 在能量较高的晕核与靶核碰撞后, 敲出一个或多个核子后的余核的动量分布与原始弹核中被敲出核子的动量分布

引用格式: 金磊. 基于量子少体理论的晕核核反应机制研究进展. 科学通报, 2025, 70: 3270–3277
Jin L. Research progress on the reaction mechanism of halo nuclei based on quantum few-body theory (in Chinese). Chin Sci Bull, 2025, 70: 3270–3277, doi: 10.1360/TB-2024-0855

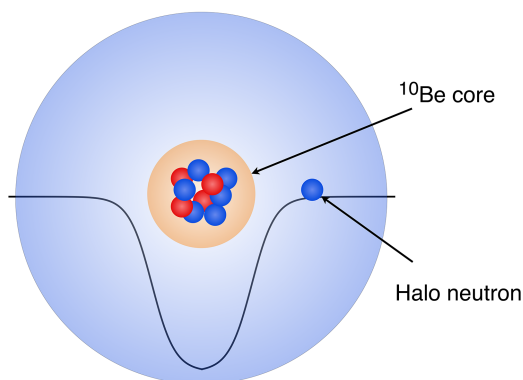


图1 (网络版彩色) ^{11}Be 晕核结构的示意图

Figure 1 (Color online) The diagram of the halo structure of ^{11}Be

密切相关. Kobayashi等人^[14]发现, 在敲出反应过程中: $^{11}\text{Li} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^9\text{Li} + \text{X}$, ^9Li 的动量分布异常狭窄, 根据海森堡不确定性原理, 这表明 ^{11}Li 核的密度空间分布有一个长尾巴. 这一结果后来在其他弱束缚核中也被发现.

(3) 异常的弹性散射截面. 弹性散射受非弹性过程耦合的影响. 特别是, 当与破裂反应道的耦合很重要时, 弹性散射截面会相对于紧束缚核的情况减少. 一些其他关键特征包括在低于势垒能量下弹性截面相对于卢瑟福截面的偏离, 以及在晕核引发的重靶核反应中近库仑位垒能量下费涅尔峰的消失^[1, 6, 15, 16].

(4) 中子晕核能量在接近位垒时会增强破裂反应截面. 当一个中子晕核(由一个带电的核芯和一个或两个弱束缚的中子(如 ^{11}Be 、 ^6He 、 ^{11}Li 等)组成)与一个高 Z 靶核碰撞时, 由于库仑相互作用在带电核芯和中子上的不均匀作用, 产生的潮汐力会严重扭曲弹核结构. 这会产生拉伸, 最终可能会分解松散束缚的晕核. 这会导致接近库仑位垒能量的连续态的大量占据.

要对这些和其他现象进行适当的定量理解, 需要使用适当的反应理论. 本文的目的是回顾一些为描述这些弱束缚核反应而开发和应用的理论.

1 从量子多体模型到量子少体模型的演化

晕核参与的核反应过程, 原则上是一个复杂的量子多体过程. 然而, 在实际处理过程中, 这个复杂的量子多体过程基本上无法直接求解. 特别是核反应过程中的量子多体波函数在空间中扩展, 不像束缚态波函数那样具有明确的边界条件进行求解.

在实际的核反应中, 研究人员通常只对一些特定的反应道感兴趣, 比如弹性散射. 弹性散射指的是弹核和靶核在反应前后, 其内部结构没有发生变化, 仅有它们的相对坐标发生变化. 在这种情况下, 可以将量子多体波函数近似为

$$\Psi_{\text{Body}}^{\text{Many}(+)} \approx \Phi_P(\xi_P) \Phi_T(\xi_T) \chi^{(+)}(\vec{r}_{PT}), \quad (1)$$

其中, $\Phi_P(\xi_P)$ 和 $\Phi_T(\xi_T)$ 分别为弹核与靶核的内秉波函数, $\chi^{(+)}(\vec{r}_{PT})$ 为描述弹核与靶核相对位置的波函数. 由于弹核与靶核在反应前后的内部状态没有发生变化, 同时 $\chi^{(+)}(\vec{r}_{PT})$ 的边界条件可以给出弹性散射截面, 因此对于求解弹性散射而言, 这个复杂的量子多体系统的求解, 可以近似地看成是求解一个只包含弹核与靶核相对位置变化的两体系统.

在上述假设中, 实际上是将一个复杂的量子多体系统投影到一个特殊的子空间进行求解, 即只考虑弹核与靶核的基态. 因此, $\chi^{(+)}$ 由有效哈密顿量来描述^[17, 18], 其中有效相互作用势被称为光学势, 它包含实部与虚部. 在半经典图像中, 虚部通常可以被认为是吸收效应, 即弹核和靶核的波函数不再处于基态.

对于晕核参与的核反应而言, 由于其束缚能较低的特点, 晕核特别容易发生破裂反应. 因此, 仅能描述弹性散射的两体模型需要进一步拓展, 即增加晕核中核芯与价核子的相对自由度. 通常可以用三体模型来描述晕核参与的核反应, 其弹性散射、破裂与转移反应截面都可以在量子三体模型中得到很好的描述.

Kozack和Levin^[19]严格证明了在氘核参与的核反应中, 通过将复杂的量子多体系统投影到量子三体系统, 可以有效地使用光学势来描述两体相互作用. 他们的推导表明, 在三体模型哈密顿量中, 两体相互作用等价于可以描述两体散射的光学势. 然而, 对于更重的重离子参与的核反应, 由于其复杂的内部结构和强相互作用, 目前尚无类似的严格证明. 这意味着在重离子反应中, 三体模型的应用仍然需要进一步的理论发展和验证. 通常认为, 晕核参与的核反应与氘核参与的核反应类似, 可以用光学势来描述两体有效相互作用.

因此, 为了处理这些复杂的反应过程, 研究人员通常采用简化模型和近似方法. 这些简化模型能够捕捉到晕核核反应的主要特性, 并提供对实验结果的合理解释. 总之, 尽管晕核反应过程本质上是一个复杂的量

子多体问题, 但通过合理的简化和近似, 仍然可以对这些过程进行有效的研究和理解.

2 原子核反应的IAV模型

原子核反应的Ichimura-Austern-Vincent(IAV)模型是在20世纪80年代发展起来的一种反应模型, 用于统一描述具有两体结构的弹核与靶核发生相互作用后的单举破裂截面的计算^[20]. 该模型假设弹核具有两体结构, 并在其与靶核相互作用后, 实验上仅探测到弹核的一部分. 这个过程可以表示为

$$a(=b+x)+A \rightarrow b+\text{anything}, \quad (2)$$

其中, 弹核 a 由两体结构组成, 即 b 和 x . 当弹核 a 与靶核 A 发生相互作用后, 实验上仅探测到部分弹核 b , 而剩下部分 x 则与 A 发生各种可能的相互作用.

这些相互作用包括以下几种情况: (1) 弹性破裂(elastic breakup, EBU). x 与 A 都处于各自的基态, 它们之间只发生弹性散射. (2) 去弹性破裂(nonelastic breakup, NEB). 这种情况包括 x 或 A 不处于基态的过程. 例如, x 与 A 发生粒子交换、 x 或 A 发生破裂, 以及 x 被 A 所吸收. 特别需要注意的是, 去弹性破裂过程还包含转移反应, 即 x 与 A 形成束缚态.

通过在雅可比坐标系中应用能量守恒, 以下方程成立:

$$E_{bx} + E_a = E_b + E_x, \quad (3)$$

其中, E_{bx} 表示 $b+x$ 对的相对能量, E_x 表示 $x+A$ 对的相对能量. 同样地, E_a 和 E_b 分别表示第三个粒子相对于该对的相对能量. 此外, k_a 、 k_b 和 k_x 分别对应于 E_a 、 E_b 和 E_x 的波数. 这些过程的相关坐标如图2所示.

在IAV模型中, 弹性破裂与去弹性破裂的截面可以

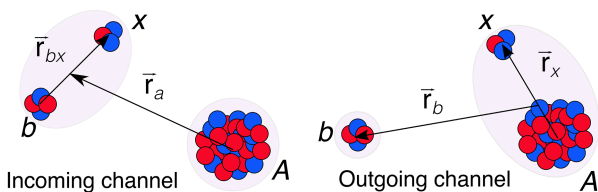


图2 (网络版彩色)在破裂反应中使用的坐标
Figure 2 (Color online) Coordinates used in the breakup reaction

分别表示为

$$\left. \frac{d^2\sigma}{dE_b d\Omega_b} \right|_{\text{EBU}} = \frac{2\pi}{\hbar v_a} \rho_b(E_b) \rho_x(E_x) \times \int |\langle \chi_x^{(-)}(\vec{k}_x) | \rho(\vec{k}_b) \rangle|^2 d\Omega_{k_x}, \quad (4)$$

$$\left. \frac{d^2\sigma}{dE_b d\Omega_b} \right|_{\text{NEB}} = -\frac{2}{\hbar v_a} \rho_b(E_b) \langle G_x^{(+)} \rho(\vec{k}_b) | W_x | G_x^{(+)} \rho(\vec{k}_b) \rangle. \quad (5)$$

其中, $\rho_{b(x)}(E_{b(x)}) = \mu_{b(x)} k_{b(x)} / (8\pi^3 \hbar^2)$ 为能级密度, $G_x^{(+)} = \frac{1}{E_x - T_x - U_x + i\epsilon}$ 为格林函数, μ 为折合质量, W_x 为 x 与 A 光学势 U_x 的虚部. 源项可以表示为

$$\langle \vec{r}_x | \rho(\vec{k}_b) \rangle = \langle \vec{r}_x \chi_b^{(-)*}(\vec{k}_b, \vec{r}_{bB}) | V_{\text{post}} | \Psi^{3b(+)} \rangle, \quad (6)$$

其中, $\chi_b^{(-)*}(\vec{k}_b, \vec{r}_{bB})$ 是描述 b 和 B 之间相对运动的扭曲波(由某个光学势 U_{bB} 得到), $V_{\text{post}} = V_{bx} + U_b - U_{bB}$ 是后表象跃迁算符, $\Psi^{3b(+)}$ 是三体散射波函数. 严格意义上, Faddeev方程组^[21]可以提供量子三体波函数的精确解. Faddeev方程组是由苏联物理学家L. D. Faddeev在20世纪60年代提出的一种用于求解量子三体问题的数学方法. 尽管Faddeev方程组在理论上提供了精确解, 但在实际计算中面临着巨大的挑战. 首先, Faddeev方程组是一个高度非线性的积分-微分方程组, 求解过程需要大量的计算资源. 其次, 在重离子反应中, 由于系统的复杂性和需要考虑的分波数过多, 计算量急剧增加, 使得Faddeev方程的求解变得极为困难.

为了应对这些挑战, 研究人员通常采用一些近似方法来简化计算, 比如通常被应用到核反应里的连续能级离散化耦合道方程(continuum discretized coupled channels, CDCC)和扭曲波玻恩近似(distorted wave Born approximation, DWBA)方法.

2.1 连续能级离散化耦合道方程

连续能级离散化耦合道方程(CDCC)方法最初由G. Rawitscher引入^[22], 并由Pittsburgh-Kyushu合作团队^[23,24]改进, 主要用于描述破裂反应道对氦核弹性散射的影响. 假设反应为 $a+A$, 其中 $a=b+x$ (以下称为核芯和价粒子). 该方法假设有效的三体哈密顿量为

$$H = H_{\text{proj}} + \hat{T}_{\mathbf{R}} + U_{bA}(\mathbf{r}_b) + U_{xA}(\mathbf{r}_x), \quad (7)$$

其中, $H_{\text{proj}} = \hat{T}_{\mathbf{r}} + V_{bx}$ 是弹核的内部哈密顿量, $\hat{T}_{\mathbf{r}}$ 和 $\hat{T}_{\mathbf{R}}$ 是动能算符(这里 $\vec{r}$ 和 $\vec{R}$ 分别代表 $\vec{r}_{bx}$ 和 $\vec{r}_a$), V_{bx} 是核芯与价

核子之间的相互作用, 其支持弹核的束缚态(通常为实数). U_{bA} 和 U_{xA} 是核芯-靶和价核子-靶的光学势(通常为复数), 描述了对应的 $b+A$ 和 $x+A$ 子系统在与入射弹核相同的每核子能量下的弹性散射.

在CDCC方法中, 系统的三体波函数以哈密顿量 H_{proj} 的本征态展开, 包括束缚态和非束缚态. 即在弹核的内禀空间中, 单位算符可以用一组本征态展开, 同时本征态波函数在坐标空间中是平方可积的. 在实际计算中, 连续谱部分需要在激发能量上进行截断, 并且相对于相对坐标 $\mathbf{r}$ 限制在有限数量的部分波 ℓ . 主要使用两种方法: (1) 赝态(pseudo state)方法. 其中, $b+x$ 哈密顿量在一组平方可积函数(如高斯函数^[25]或变换谐振子函数^[26])中对角化. 负本征值对应于系统的束缚态, 而正本征值则被视为连续谱的有限表示. (2) 箱态(bin state)方法. 通过在某一能量区间内对实际的连续态进行线性叠加(即波包)来获得可归一化态^[24].

在上述的两种方法中, 单位算符都可以表示为

$$\mathbb{I} = \sum_n |\phi_n\rangle\langle\phi_n|, \quad (8)$$

其中, ϕ_n 可以用赝态或者箱态表示. 当所有相互作用势都为局域(local)势时, 三体薛定谔方程在单个 ϕ_n 态上的投影可以表示为

$$\sum_n \langle\phi_m|\vec{R}|E - H|\phi_n|\vec{R}\rangle\langle\phi_n|\vec{R}|\Psi^{\text{CDCC}(+)}\rangle = 0. \quad (9)$$

这产生了一组耦合微分方程, 用于求解未知的 $\langle\phi_n|\vec{R}|\Psi^{\text{CDCC}(+)}\rangle$

$$\begin{aligned} & [E - \varepsilon_n - \hat{T}_{\mathbf{R}} - U_{nn}(\mathbf{R})] \langle\phi_n|\vec{R}|\Psi^{\text{CDCC}(+)}\rangle \\ & = \sum_{m \neq n} U_{nm}(\mathbf{R}) \langle\phi_m|\vec{R}|\Psi^{\text{CDCC}(+)}\rangle, \end{aligned} \quad (10)$$

其中, $\varepsilon_n = \langle\phi_n|H_{\text{proj}}|\phi_n\rangle$, $U_{nm}(\mathbf{R})$ 是耦合势, 给定为

$$U_{nm}(\mathbf{R}) = \int d\mathbf{r} \phi_n^*(\mathbf{r}) [U_{bA} + U_{xA}] \phi_m(\mathbf{r}). \quad (11)$$

因此, CDCC波函数可以表示为

$$\langle\vec{R}|\Psi^{\text{CDCC}(+)}\rangle = \sum_n \langle\vec{r}|\phi_n\rangle\langle\phi_n|\vec{R}|\Psi^{\text{CDCC}(+)}\rangle. \quad (12)$$

CDCC波函数的分波解法可以参考文献^[27].

2.2 扭曲波玻恩近似

扭曲波玻恩近似(DWBA)是量子力学中一种近似方法. 对于三体散射问题, 可以考虑存在扭曲波 $\Psi^{\text{DWBA}(+)}$, 其满足以下哈密顿量:

$$H^{\text{DWBA}} = H_{\text{proj}} + H_{\text{scatt}}, \quad (13)$$

其中, $H_{\text{scatt}} = \hat{T}_{\mathbf{R}} + U_{aA}(\vec{r}_a)$, H_{proj} 和 H_{scatt} 分别代表弹核的内禀运动和弹靶之间的相对运动. 在Jacobi坐标下 H_{proj} 与 H_{scatt} 对易, 因此可以分开求解本征值问题:

$$H_{\text{proj}}|\phi_0\rangle = E_{\text{proj}}|\phi_0\rangle, \quad (14)$$

和

$$H_{\text{scatt}}|\chi_{aA}^{(+)}\rangle = E_{\text{scatt}}|\chi_{aA}^{(+)}\rangle, \quad (15)$$

总哈密顿量 H^{DWBA} 的本征态可以表示为两个部分本征态的直积

$$|\Psi^{\text{DWBA}(+)}\rangle = |\phi_0\rangle|\chi_{aA}^{(+)}\rangle, \quad (16)$$

对应的本征值为两个部分本征值之和

$$E = E_{\text{proj}} + E_{\text{scatt}}, \quad (17)$$

其中, E_{proj} 和 ϕ_0 分别代表弹核基态的束缚能以及弹核的基态, E_{scatt} 和 $\chi_{aA}^{(+)}$ 分别表示质心系能量下的入射能以及散射波函数.

通过这种分离求解的方法, DWBA能够有效地处理复杂的三体散射问题, 将其简化为两个相对较简单的部分问题. 这种近似方法在核物理和粒子物理的散射理论中有着广泛的应用.

2.3 CDCC与DWBA的关联

在DWBA近似下, 有如下方程:

$$(E - H^{\text{DWBA}})|\Psi^{\text{DWBA}(+)}\rangle = 0, \quad (18)$$

其中, E 是总能量, H^{DWBA} 是DWBA的哈密顿量, $|\Psi^{\text{DWBA}(+)}\rangle$ 是对应的波函数.

通过上述方程, 可以将CDCC方程改写为

$$\begin{aligned} & (E - H^{\text{DWBA}})|\Psi^{\text{CDCC}(+)}\rangle \\ & = (U_{bA} + U_{xA} - U_{aA})|\Psi^{\text{CDCC}(+)}\rangle \\ & \quad + (E - H^{\text{DWBA}})|\Psi^{\text{DWBA}(+)}\rangle, \end{aligned} \quad (19)$$

其中, U_{bA} 和 U_{xA} 分别是粒子 b 与核 A 以及粒子 x 与核 A 之间的相互作用势, U_{aA} 是辅助势.

或者可以将其写为

$$|\Psi^{\text{CDCC}(+)}\rangle = |\Psi^{\text{DWBA}(+)}\rangle + G^{\text{DWBA}(+)}(U_{bA} + U_{xA} - U_{aA})|\Psi^{\text{CDCC}(+)}\rangle, \quad (20)$$

其中, $G^{\text{DWBA}(+)} = \frac{1}{E - H^{\text{DWBA}} + i\epsilon}$ 是DWBA的格林函数.

上述关系又被称为Gell-Mann-Goldberger变换. 通过这个变换, $|\Psi^{\text{DWBA}(+)}\rangle$ 可以被视为 $|\Psi^{\text{CDCC}(+)}\rangle$ 的一阶近似. 其近似的准确性取决于辅助势 U_{aA} 的选取. 如果 U_{aA} 能够很好地替代 $U_{bA} + U_{xA}$, 那么高阶项可以忽略, 从而大大减少了计算的复杂性.

在选取特定的 U_{aA} 时, 令

$$\langle \vec{R} | \chi_{aA}^{(+)} \rangle = \langle \phi_0 | \vec{R} | \Psi^{\text{CDCC}(+)} \rangle. \quad (21)$$

通过这种方式, CDCC的连续态部分贡献可以看成是DWBA的高阶项. 因此, CDCC方法不仅考虑了一阶DWBA近似, 还包含了更高阶的修正, 从而提供了更精确的描述.

3 IAV模型在晕核参与核反应中的应用

作为单中子晕核的 ^{11}Be 受到了广泛关注, 特别是在其参与的库仑位垒能区附近的弹性散射过程中, 发现了明显的库仑虹压低现象^[5]. 库仑虹现象指的是, 当带电粒子在相互作用过程中发生弹性散射时, 散射角度的分布会出现一个明显的增强区域. 然而, 对于晕核 ^{11}Be 而言, 由于其束缚能较弱, 在核反应过程中很容易发生破裂现象. 这导致 ^{11}Be 的光学势具有长程吸收效应, 使得本应发生弹性散射的 ^{11}Be 粒子束发生破裂反应而不再进行弹性散射. 当利用三体CDCC模型分析上述反应时, 这一现象通常被认为是连续能级耦合道效应的结果^[28]. 同时 ^{11}Be 所参与反应的单举破裂截面不仅仅是弹性破裂过程, 去弹性破裂过程也明显占据了相当的贡献.

图3展示了 $^{11}\text{Be} + ^{64}\text{Zn}$ 在入射能量为28.7 MeV时的破裂单举截面实验角分布情况. 红色的线代表弹性破裂的结果, 其中实线代表考虑了核芯 ^{10}Be 激发态的XCDCC (extended continuum discretized coupled channel) 计算, 虚线代表CDCC计算结果. 相对于CDCC计算,

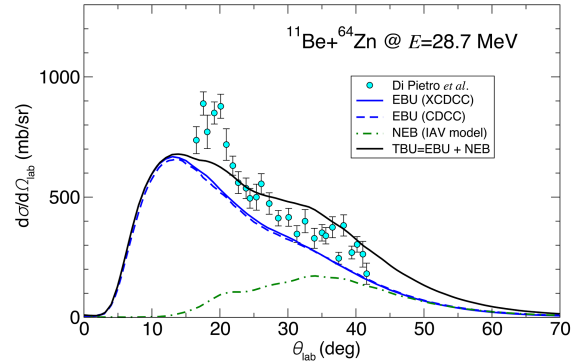


图3 (网络版彩色)在入射能量为28.7 MeV的 $^{11}\text{Be} + ^{64}\text{Zn}$ 反应系统中, ^{10}Be 截面的角分布函数(理论计算值与实验值). 图中展示了弹性破裂截面(通过CDCC和XCDCC计算获得)与去弹性破裂截面(通过IAV模型获得)的贡献, 并与实验数据相比较

Figure 3 (Color online) Experimental and calculated differential breakup cross sections, as a function of the ^{10}Be laboratory scattering angle, for the reaction $^{11}\text{Be} + ^{64}\text{Zn}$ at 28.7 MeV. The elastic breakup contributions (from CDCC and XCDCC calculations) and the nonelastic breakup contribution (from the IAV model) are compared with the data

XCDCC在构建箱态或赝态波函数 ϕ_n 时考虑了弹核核芯的激发态, 而传统的CDCC只考虑弹核内部核芯与价核子的相对运动. 具体来说, XCDCC模型在计算过程中考虑了核芯 ^{10}Be 的激发态效应, 这意味着在模拟核反应时, 不仅考虑了核子的运动和相互作用, 还包括了核芯内部的激发状态对整个系统的影响. 而CDCC模型则相对简单, 没有考虑核芯的激发效应, 仅仅描述了核子的运动和相互作用. 尽管这两种模型在复杂度和考虑的物理效应上有所不同, 但从图中的结果可以看出, 它们在描述弹性破裂这一可观测量时, 给出了几乎一致的预测. 这种一致性表明, 尽管XCDCC模型更为复杂和精确, 但在某些情况下, CDCC模型也能够提供足够准确的结果. 这进一步说明了量子少体模型的可靠性和有效性, 即在不同的少体模型中, 无论是否考虑核芯激发效应, 只要是用于描述共同的可观测量, 它们的计算结果都是一致的. 这里可以看到两种模型计算的结果一致, 侧面证明了量子少体模型的准确性, 即采用不同的少体模型, 考虑核芯激发效应和不考虑核芯激发效应, 在计算两个模型都可以共同描述的可观测量时, 结果都是一致的. 点划线代表了去弹破裂截面, 这里的去弹破裂截面采用IAV模型计算. 在这里我们选用DWBA计算, 因为利用CDCC波函数来计算去弹性破裂截面在数值计算上比较复杂, 目前还没有公开发表

的计算结果. 可以看到, 当弹性破裂截面与去弹破裂截面相加后(黑实线), 与实验数据一致. 这说明IAV模型可以很好地描述晕核的破裂反应实验数据. 同时可以发现, 相对于其他弱束缚核而言^[29], 晕核导致弹性破裂截面显著增加, 并远大于去弹性破裂截面, 这与其他弱束缚核参与核反应时去弹破裂占据主导的情况相对立.

4 总结

晕核的研究在核物理中占据着重要地位, 特别是对理解核力和原子核内部核子分布具有重要意义. 晕核的特点在于其束缚态的半径大幅延伸至经典物理的禁区, 这种结构特性对核反应的动力学过程产生了显著影响. 本文综述了晕核反应的理论模型, 特别是从量子多体模型到量子少体模型的演化.

首先, 本文探讨了晕核反应的复杂性以及简化处理的方法. 尽管晕核反应本质上是一个复杂的量子多体过程, 但通过合理的近似和简化, 可以将其描述为一个两体或三体问题, 从而大大简化了计算. 特别是, 光学势在描述弹性散射中起到了重要作用, 而对于描述

破裂反应, 需要引入更复杂的三体模型.

其次, 本文详细介绍了连续能级离散化耦合道方程(CDCC)和扭曲波玻恩近似(DWBA)两种主要的理论模型. CDCC方法通过将三体波函数展开为一组本征态, 并求解耦合微分方程, 从而能够精确描述晕核的破裂反应. DWBA方法则通过分离求解弹核的内禀运动和弹靶之间的相对运动, 提供了一个有效的近似方法. 两者之间的关联通过Gell-Mann-Goldberger变换得以体现, 表明CDCC方法不仅考虑了一阶DWBA近似, 还包含了更高阶的修正.

最后, 本文讨论了IAV模型在晕核反应中的应用. 通过对 $^{11}\text{Be} + ^{64}\text{Zn}$ 反应系统的实验数据与理论计算的比较, 发现IAV模型能够很好地描述去弹破裂过程, 并与实验结果一致. 这进一步证明了IAV模型在处理晕核破裂反应中的有效性.

总之, 尽管晕核反应过程复杂, 但通过合理的简化和近似, 仍然可以对这些过程进行有效的研究和理解. 未来的研究将继续推动这一领域的发展, 进一步揭示晕核的结构和反应机制.

参考文献

- 1 Pesudo V, Borge M J G, Moro A M, et al. Scattering of the halo nucleus ^{11}Be on ^{197}Au at energies around the Coulomb barrier. *Phys Rev Lett*, 2017, 118: 152502
- 2 Yang L, Lin C J, Yamaguchi H, et al. Breakup of the proton halo nucleus ^8B near barrier energies. *Nat Commun*, 2022, 13: 7193
- 3 Guimarães V, Kolata J J, Peterson D, et al. Nuclear and Coulomb interaction in ^8B breakup at sub-Coulomb energies. *Phys Rev Lett*, 2000, 84: 1862–1865
- 4 Aguilera E F, Amador-Valenzuela P, Martínez-Quiroz E, et al. Near-barrier fusion of the $^8\text{B}+^{58}\text{Ni}$ proton-halo system. *Phys Rev Lett*, 2011, 107: 092701
- 5 Di Pietro A, Randisi G, Scuderi V, et al. Elastic scattering and reaction mechanisms of the halo nucleus ^{11}Be around the Coulomb barrier. *Phys Rev Lett*, 2010, 105: 022701
- 6 Cubero M, Fernández-García J P, Rodríguez-Gallardo M, et al. Do halo nuclei follow Rutherford elastic scattering at energies below the barrier? The case of ^{11}Li . *Phys Rev Lett*, 2012, 109: 262701
- 7 Fernández-García J P, Cubero M, Rodríguez-Gallardo M, et al. ^{11}Li breakup on ^{208}Pb at energies around the Coulomb barrier. *Phys Rev Lett*, 2013, 110: 142701
- 8 Hongo M, Son D T. Universal properties of weakly bound two-neutron halo nuclei. *Phys Rev Lett*, 2022, 128: 212501
- 9 Yang Z H, Kubota Y, Corsi A, et al. Quasifree neutron knockout reaction reveals a small s-orbital component in the borromean nucleus ^{17}B . *Phys Rev Lett*, 2021, 126: 082501
- 10 Kubota Y, Corsi A, Authalet G, et al. Surface localization of the dineutron in ^{11}Li . *Phys Rev Lett*, 2020, 125: 252501
- 11 Schmitt K T, Jones K L, Bey A, et al. Halo nucleus ^{11}Be : A spectroscopic study via neutron transfer. *Phys Rev Lett*, 2012, 108: 192701
- 12 Tanihata I, Hamagaki H, Hashimoto O, et al. Measurements of interaction cross sections and radii of He isotopes. *Phys Lett B*, 1985, 160: 380–384
- 13 Tanihata I, Hamagaki H, Hashimoto O, et al. Measurements of interaction cross sections and radii of He isotopes. *Phys Rev Lett*, 1985, 55: 2676
- 14 Kobayashi T, Yamakawa O, Omata K, et al. Projectile fragmentation of the extremely neutron-rich nucleus ^{11}Li at 0.79 GeV/nucleon. *Phys Rev Lett*, 1988, 60: 2599–2602

- 15 Sánchez-Benítez A, Escrig D, Álvarez M, et al. Study of the elastic scattering of ^6He on ^{208}Pb at energies around the Coulomb barrier. *Nucl Phys A*, 2008, 803: 30–45
- 16 Di Pietro A, Scuderi V, Moro A M, et al. Experimental study of the collision $^{11}\text{Be} + ^{64}\text{Zn}$ around the Coulomb barrier. *Phys Rev C*, 2012, 85: 054607
- 17 Feshbach H. Unified theory of nuclear reactions. *Ann Phys*, 1958, 5: 357–390
- 18 Feshbach H. A unified theory of nuclear reactions II. *Ann Phys*, 1962, 19: 287–313
- 19 Kozack R, Levin F S. Few-channel models of nuclear reactions: Three-body model for deuteron elastic scattering and breakup. *Phys Rev C*, 1986, 34: 1511–1519
- 20 Ichimura M, Austern N, Vincent C M. Equivalence of post and prior sum rules for inclusive breakup reactions. *Phys Rev C*, 1985, 32: 431–439
- 21 Faddeev L D. Scattering theory for a three particle system. *Sov Phys JETP*, 1961, 12: 1014–1019
- 22 Rawitscher G H. Effect of deuteron breakup on elastic deuteron-nucleus scattering. *Phys Rev C*, 1974, 9: 2210–2229
- 23 Yahiro M, Iseri Y, Kameyama H, et al. Chapter III. Effects of deuteron virtual breakup on deuteron elastic and inelastic scattering. *Prog Theor Phys Suppl*, 1986, 89: 32–83
- 24 Austern N, Iseri Y, Kamimura M, et al. Continuum-discretized coupled-channels calculations for three-body models of deuteron-nucleus reactions. *Phys Rep*, 1987, 154: 125–204
- 25 Kawai M. Chapter II. Formalism of the method of coupled discretized continuum channels. *Prog Theor Phys Suppl*, 1986, 89(Suppl 1): 11
- 26 Moro A, Arias J, Gómez-Camacho J, et al. Analytical transformed harmonic oscillator basis for continuum discretized coupled channels calculations. *Phys Rev C*, 2009, 80: 054605
- 27 Lei J, Moro A M. Advancing the Ichimura-Austern-Vincent model with continuum-discretized coupled-channels wavefunctions for realistic descriptions of two-body projectile breakup. *Phys Rev C*, 2023, 108: 034612
- 28 Di Pietro A, Scuderi V, Moro A M, et al. Experimental study of the collision $^{11}\text{Be} + ^{64}\text{Zn}$ around the Coulomb barrier. *Phys Rev C*, 2012, 85: 054607
- 29 Lei J, Moro A M. Reexamining closed-form formulae for inclusive breakup: Application to deuteron- and ^6Li -induced reactions. *Phys Rev C*, 2015, 92: 044616

Summary for “基于量子少体理论的晕核反应机制研究进展”

Research progress on the reaction mechanism of halo nuclei based on quantum few-body theory

Lei Jin

School of Physics Science and Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China

E-mail: jinl@tongji.edu.cn

The study of halo nuclei plays a pivotal role in advancing our understanding of nuclear forces and nucleon distributions within atomic nuclei. Halo nuclei are unique in that they exhibit a significantly extended radius compared to what classical physics would predict, often consisting of a core nucleus plus one or more loosely bound valence nucleons. For instance, ^{11}Be is composed of a ^{10}Be core and a single valence neutron, with a binding energy of just 0.501 MeV relative to the ^{10}Be core. This weak binding energy allows ^{11}Be to be approximated as a two-body system in many nuclear reactions, simplifying the complex quantum many-body problem into a more manageable few-body problem. When halo nuclei interact with other nuclei, they are easily broken up due to the combined effects of Coulomb and nuclear forces. This necessitates reaction theories that account for strong coupling with breakup channels. Several key phenomena illustrate the impact of halo nuclei on reaction observables. Firstly, halo nuclei exhibit large interaction cross sections in high-energy collisions, as demonstrated by pioneering experiments that revealed unusually large radii for certain light isotopes like ^6He and ^{11}Li . Secondly, the momentum distributions of residual nuclei post-knockout are notably narrow, indicating a long tail in the spatial density distribution of the original halo nucleus. Thirdly, halo nuclei show anomalous elastic scattering cross sections, influenced by coupling to non-elastic processes, especially significant near the Coulomb barrier. Lastly, neutron halo nuclei exhibit enhanced breakup cross sections near the Coulomb barrier due to tidal forces distorting the loosely bound structure. To quantitatively understand these phenomena, appropriate reaction theories are essential. The Ichimura-Austern-Vincent (IAV) model, developed in the 1980s, provides a framework for describing the single-particle breakup cross section for projectiles with a two-body structure interacting with a target nucleus. The model distinguishes between elastic breakup, where the valence nucleon and target remain in their ground states, and non-elastic breakup, which includes various interactions such as particle exchange and absorption. The IAV model has been successfully applied to describe reactions involving halo nuclei, such as ^{11}Be . For example, in the $^{11}\text{Be} + ^{64}\text{Zn}$ reaction at 28.7 MeV, the model accurately predicted the differential breakup cross sections, which were in good agreement with experimental data. This success underscores the model's ability to describe both elastic and non-elastic breakup processes effectively. In addition to the IAV model, other theoretical frameworks like the continuum discretized coupled channels (CDCC) method and the distorted wave Born approximation (DWBA) are also used to describe halo nucleus reactions. The CDCC method involves expanding the three-body wave function into a set of eigenstates and solving coupled differential equations, providing a precise description of breakup reactions. The DWBA method simplifies the problem by separating the intrinsic motion of the projectile from the relative motion between the projectile and target, offering an effective approximation for complex three-body scattering problems. Despite the inherent complexity of halo nucleus reactions, these simplified models and approximations enable effective research and understanding. The relationship between CDCC and DWBA is particularly noteworthy, as the CDCC method includes higher-order corrections beyond the first-order DWBA approximation, providing a more accurate description of the reaction dynamics. In conclusion, the study of halo nuclei is essential for deepening our understanding of nuclear structures and reactions. Through the development and application of theoretical models like the IAV, CDCC, and DWBA, researchers can effectively describe and interpret the complex behaviors of halo nuclei in nuclear reactions. Future research will continue to refine these models and explore new phenomena, further elucidating the intricate dynamics of halo nuclei and their interactions.

halo nuclei, reaction mechanism, quantum few-body theory, continuum discretized coupled channels, distorted wave Born approximation

doi: [10.1360/TB-2024-0855](https://doi.org/10.1360/TB-2024-0855)